



TITLE:

星と巨大分子雲の重力相互作用(基  
研短期研究会『天体現象と非線形  
・非平衡物理』,研究会報告)

AUTHOR(S):

藤本, 光昭; 安富, 允

---

CITATION:

藤本, 光昭 ...[et al]. 星と巨大分子雲の重力相互作用(基研短期研究会『  
天体現象と非線形・非平衡物理』,研究会報告). 物性研究 1988, 50(2):  
112-123

ISSUE DATE:

1988-05-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/93076>

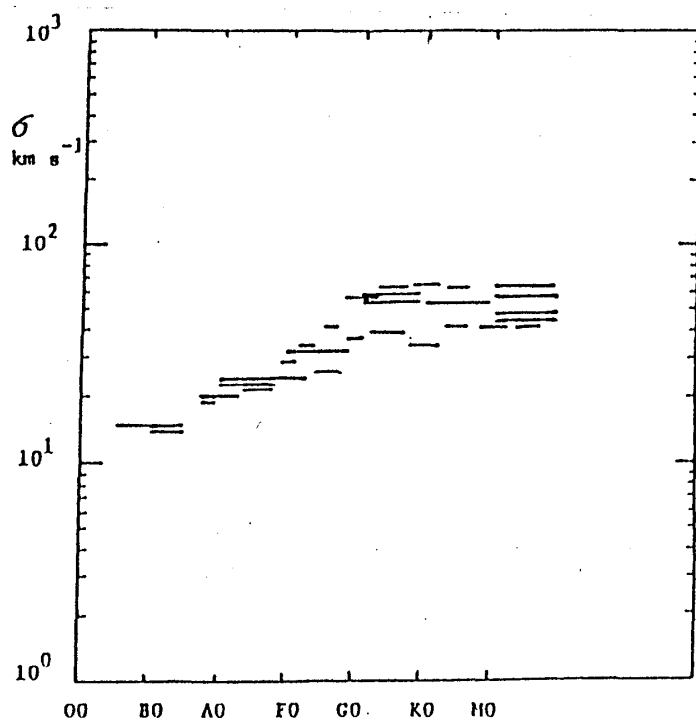
RIGHT:

## 星と巨大分子雲の重力相互作用

名大理 藤本光昭, 安富 允

## § 1 星の速度分散

星とわずかな量の星間ガスは銀河系の中心のまわりを同一方向に公転し、遠心力と重力を釣り合わせて偏平な回転系を形成している。写真などによくみられる円盤銀河の1つである。しかし、これらの星の公転は完全な円運動から少しずれ、円運動に乗った局所座標系からみると、それぞれ速度分散をもつような運動をしている。一方、星と星の平均間隔と平均相対速度を用いて計算すると、星同士の遭遇(encounter)による運動エネルギーの交換は $10^{14}$ 年と宇宙年齢よりはるかに長くなり、銀河系の星は無衝突(collisionless)の状態にあるとみなされている。

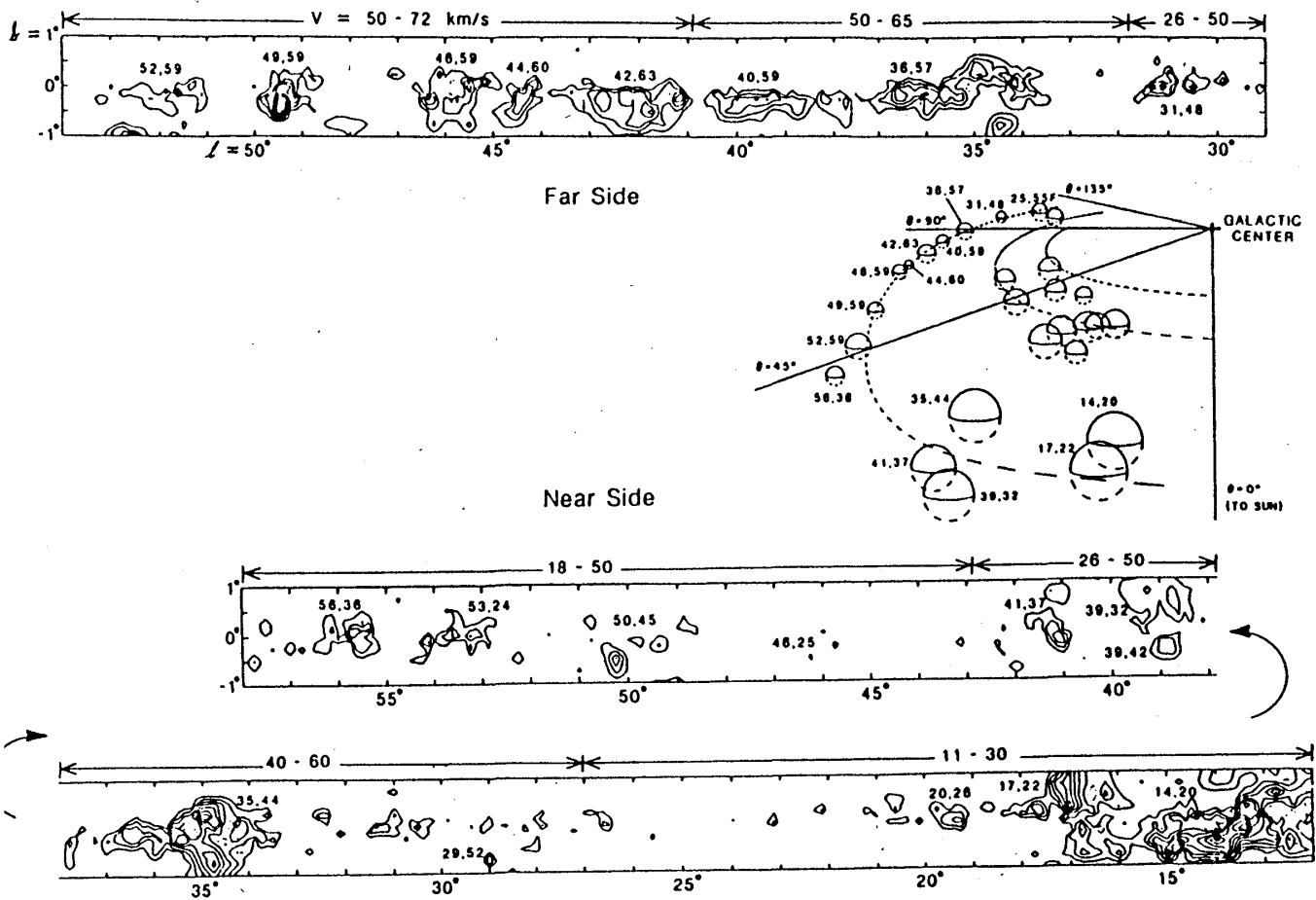


1図. 主系列星のスペクトル形と速度分散 (Delhaye 1965)。

横軸は時間を表わし、B 0, A 0 付近は $\sim 10^9$ 年、K 0, M 0 付近は $\sim 10^{10}$ 年となる。

一方、1図は星の速度分散が年齢とともに増加している観測結果を示す。無衝突系と思われているにもかかわらず、星の軌道運動は銀河系の中で時間とともに緩和していきに見える。この矛盾は stellar dynamics における1つの大きな未解決の問題とされ、現在幾つかの解釈が試みられている。例えば、星が誕生する星間ガスは昔ほど激しく乱れていたとする考えである。従って1図の分散速度はそれぞれの星が誕生した時の星間ガスの乱流速度と解釈する。しかし星間ガスの乱流は超音速であり、ガス雲の衝突は冷却のよく効く非弾性的過程をとるため、この考えは受け入れにくい。原始乱流は銀河系形成の初期に急速に減衰してしまっているはずである。

星の誕生後に速度分散が増えるとすればそれは銀河系の重力場が今でも局所的に変動していることを意味する。銀河円盤の不安定性によって星とガスの分布に多くの局所的ゆらぎが発生しているのかもしれない。しかし観測における十分な決め手が見当らず、速度分散に関する理論の具体的な発展はあまり無かった。



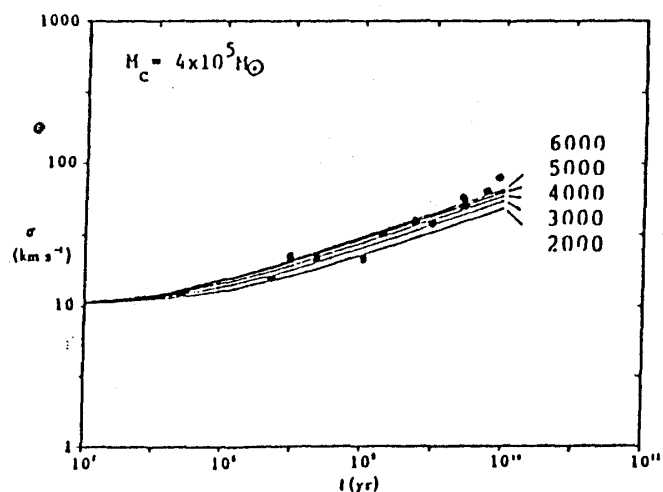
2図. 太陽系近傍の分子ガス雲の分布 (Dame 1984)

そのような状況にあった1970年代の後半、星間分子COが放射する波長2.6mmのスペクトル線の観測で巨大分子雲(GMCs)が銀河面に沿って発見された(2図)。個々の質量  $M_c$  が  $\sim (5 \sim 20) \times 10^5 M_\odot$ , 総数  $N_c$  が3000~4000ヶであることが分かり、重力ゆらぎの存在が現実的なものとなった。

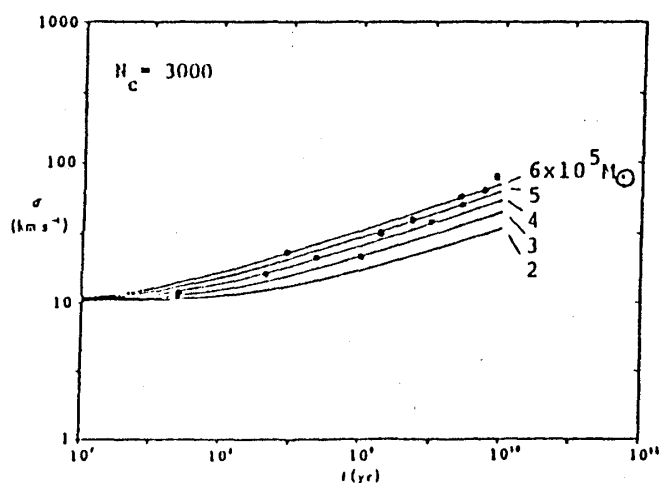
## § 2 ブラウン運動としての取扱い

なるべく本物に近いglobalな銀河重力場と、GMCs による局所重力場を考慮しその中で1つの試験子(test star)の運動を確率的に追跡する (Fujimoto 1980; Kamahori and Fujimoto 1986, 1987; 他に必要なreferencesはこの3つの論文に載せてある)。その際、

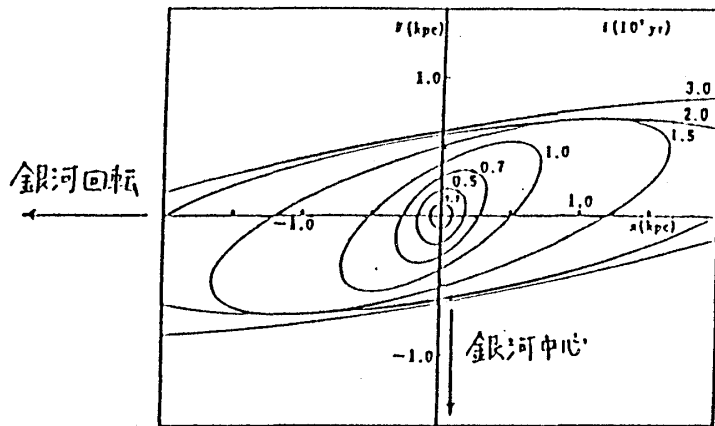
GMCsと銀河系の重力場の関係を明確にするため、星の運動を記述するLangevin方程式を回転する調和振動子場における粘性のないBrown運動の方程式に帰着させた。星の散乱・無秩序加速は、その星に(確率的にみて)最も近い GMCの重力によるものとし、最接近近似法(nearest neighbourhood approximation)を用いた。しかし、星がGMCの平均間隔を横切る間、最も近くにあるGMCからの重力は一定とし(静的最接近近似)、また、円軌道からのずれの速度(分散速度)が $60 \text{ km s}^{-1}$ までは銀河回転速度 $250 \text{ km s}^{-1}$ に比べて十分小さく、線形近似の Langevin 程式が通用するものとした(従来の計算結果と比較できるように、太陽の銀河系中心からの距離、回転速度を $10 \text{ kpc}$  と  $250 \text{ km s}^{-1}$ にとった)。



3図 a, b. 速度分散の増加。aはGMCの1ヶの質量 $M_c$ を一定にして $N_c$ を、bはGMCの総数 $N_c$ を一定にして $M_c$ を変えてみた(Kamahori and Fujimoto 1986)。銀河面に沿う運動のみを調べた2次元モデル。



3図 a, b は  $N_c=2000\sim6000$ ,  $M_c=2\sim6\times10^5 \text{ Mo}$  の範囲で速度分散が時間とともに増加する様子を示す。横軸は1図のスペクトル形から推定した星の年齢、黒丸は速度分散の観測値を示す。 $N_c$ と $M_c$ の観測的に許される値の範囲で星の速度分散を十分再現している。また4図は、最初原点0に置いた複数ヶの星が銀河面内でどのように拡散し、微分回転でいかに急速に引き延ばされるかを示す。散開星団のように緩くまとまっている星の集団が銀河系の中で崩壊していく様子を再現しているかもしれない。



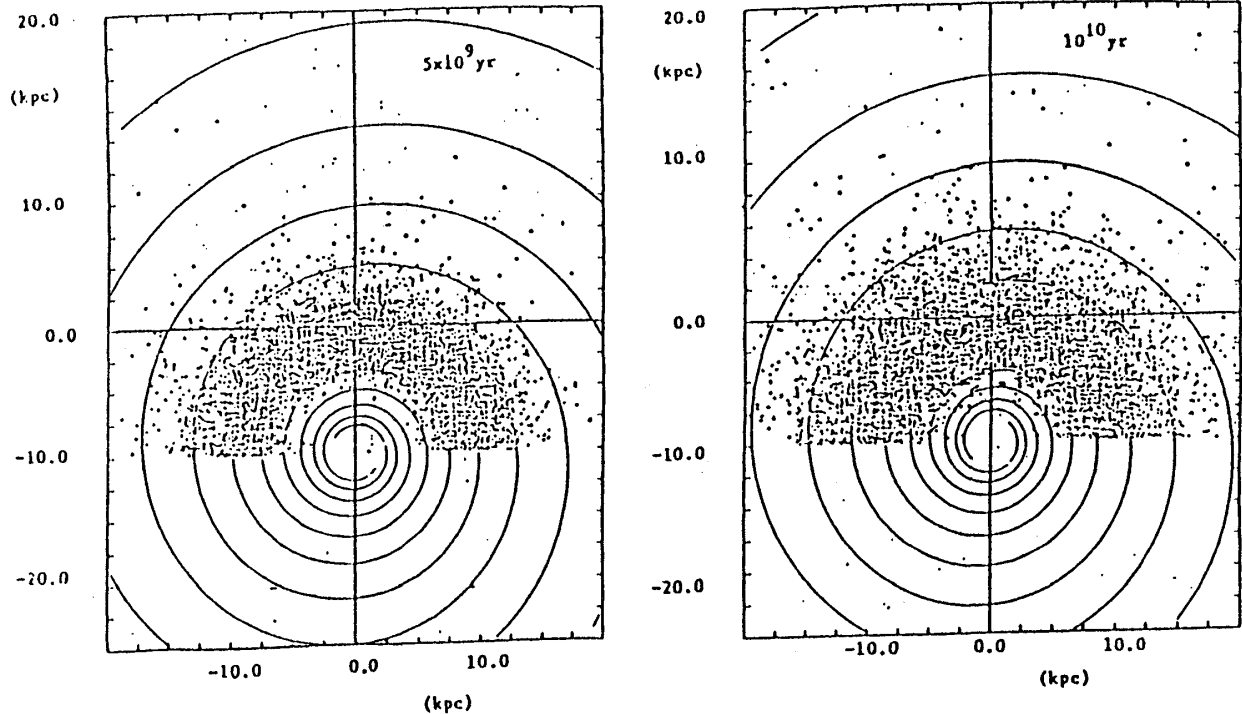
4図. 銀河面上での星の拡散 (Kamahori and Fujimoto, 1986).  $M_c = 4 \times 10^5 M_\odot$ ,  $N_c = 3000$ . 斜に傾いた楕円は、 $0.3 \sim 3 \times 10^8$  年の間に拡散していく全体の68%の星が占める領域を示す。

### § 3 非線形の効果(もっと現実には似たモデル)

3つの問題が§ 2に残されている。第1は線形化された場におけるランジュバン方程式の適用限界である。2図が示すように星の速度分散が  $20 \sim 30 \text{ km s}^{-1}$  を越すとこの近似は悪くなる。その時何が起きるか予測出来ない。第2に考慮すべきことは nearest neighbourhood approximation における GMCs の動的効果である。乱流運動と銀河微分回転している GMCs の重力は、衝突してくる星に無秩序力とともに力学摩擦として働き、GMCs の分布する広い領域にわたって星を加速/減速する。その結果、銀河にスケールの大きい構造変化が現われるかもしれない。第3は渦状腕による重力の大規模なゆらぎの考慮である。観測と理論による星の速度分散がファクター1~2の範囲で一致している現在、更に現実に近い状況の設定が必要である。

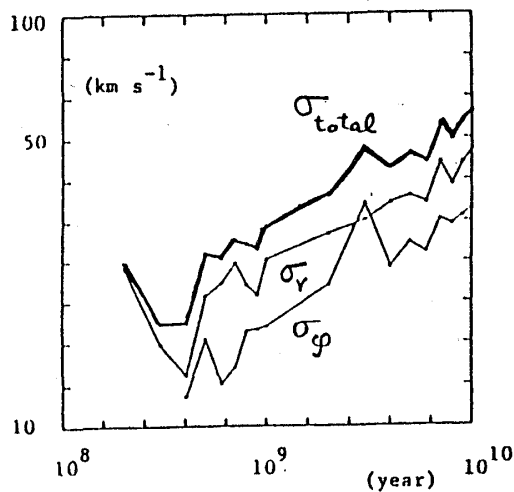
これらの問題は、§ 2 が扱ったように1つの test star を追いかけて解析的に解くことは不可能で、計算機に頼らざるを得ない。Yasutomi と Fujimoto (1987) は markers としての5000~10000の test stars の運動を数値的に追跡した。test stars の数をこれだけ多くしたのは結果の統計的ゆらぎをなるべく小さく抑え観測と有意に比較したいためである。

最初 ( $t=0$ )、太陽系の近傍で小さな振幅の epicyclic motion をしていた5000の test stars が、銀河面上をどのように拡散して行くかを示したのが5図である。この図の下半分は上半分を銀河中心に対して折り返したものとなる。 $10^{10}$  年間に内側は中心から 2 kpc、外側は16 kpcまでの広範囲に拡散しているのが分かる。



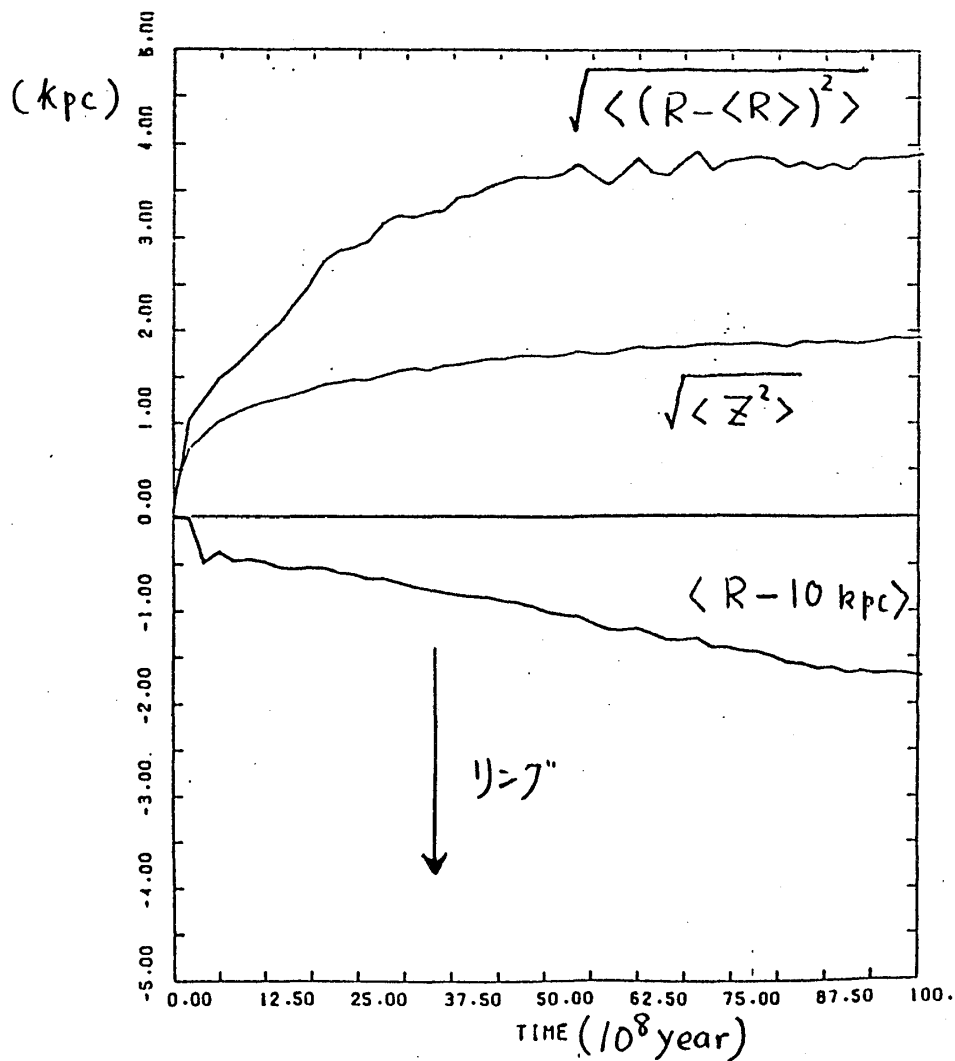
5図 銀河面上での5000個の test stars の拡散。 左が $5 \times 10^9$ 年、右が $10^{10}$ 年後の状態を示す (Yasutomi and Fujimoto 1987)。 test stars を最初十字(0,0)のところに置いた。 GMCsは $10 \text{ yr}/(\text{kpc})^2$ の数密度で銀河圏に均等に分布している。 spiral arms の重力場も考慮しているが、銀河面に垂直方向の運動は無視した。

4図と比べて線形近似からのずれがいかに大きいか分かる。 6図は3図と同じように速度分散の増加状況をこれら5000個の test stars から出したものである。 ただし test stars の速度からそれぞれの場所における back ground の銀河回転(円運動)の速度は差し引いてある。  $t=10^9$  yr以降の様相は§2と全く同じで  $t^{1/3}$ で増加し観測とよく合う。  $t=3 \sim 5 \times 10^8$  yrにおける大きなゆらぎは $t=0$ におけるtest stars 渦状腕に対する位置・速度から出てきた計算上のことで無視してよい。



6図.

速度分散の増加。下から銀河回転方向と中心方向の速度分散。上の太い線は全速度分散 (Yasutomi and Fujimoto 1987)。5000個の test stars ではまだ分布にふらつきが見られる。2次元モデル。



7図. 星の位置の拡散。一番下の線が $\langle R - 10 \text{ kpc} \rangle$ を示し、10図の一番下の線と同じ。

実際のGMCsは銀河系の中心から半径6~8kpcのリング状の領域に集中して分布する。もしこの分布が不変であれば、7図の星の平均位置(半径 $\langle R - 10 \text{ kpc} \rangle$ )が示すように、最初リングの外側にいた星は拡散を続けながらリングに限りなく接近する。この傾向は線形近似の場合(4図)には決して現われないが、次のように理解できる。いま、銀河の内側に向かって(リングのある方向に)散乱された星に着目する。軌道角運動量を保ちつつ運動するこの星の公転速度は周囲のGMCs公転速度より平均して大きく、次のGMCとの衝突は追突となる。星は軌道角運動量の一部を失い、もとの位置に戻れず内側の領域に留まる。

もしここで再び同じような運動を繰り返せば星はさらにリングに近づいていく。GMCsの分布の数密度( $\eta/\text{kpc}^2$ )はリングにむかって大きくなるため、統計的に見るとGMCとの衝突頻度はリングに近い程高く、散乱を受けながらリングに向う運動がリングから離れる運動より頻繁に起きる。このような結果と解釈は、GMCsのリングより銀河中心近くに置いたテスト星が外向に移動し、その平均位置 $\langle R \rangle$ がリングに限りなく接近する数値計算の結果からも認められる。ここで再び注意すべきことは、以上の数値計算がGMCsの分布の不変を想定してなされたもので、実際のGMCsの分布は、リングの外側にある星と内側にある星との軌道角運動の微妙な均衡の上に成り立っている。もしこれが破られればGMCsの分布則は急速に変化する。

#### § 4 星の軌道運動の積分

渦状腕もGMCsもなければ銀河系の重力ポテンシャルは滑らかで回転軸に対称となっている。衝突の星の定状分布 $f(x, v)$ をきめる式は、

$$\underline{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \underline{x}} + \underline{\alpha} \cdot \frac{\partial f}{\partial \underline{v}} = 0 \quad (1)$$

$$\underline{\alpha} = - \nabla \Phi \quad (2)$$

$$\nabla \underline{\alpha} = \nabla^2 \Phi = -4\pi G \int_0^{v_e} f d\underline{v} \quad (3)$$

式(3)の最後の積分は $|\underline{v}| = 0$  から $|\underline{v}| = v_e$  (この系からの脱出速度)まで行なう。軸対称ポテンシャル $\Phi(r, z)$ のもとでは、星の軌道運動の積分は、全エネルギー $E$ と角運動量 $J$ の2つがある。円柱座標 $(r, \phi, z)$ とそれに対応する速度 $(v_r, v_\phi, v_z)$ を用いて、

$$E = \frac{1}{2} (v_r^2 + v_\phi^2 + v_z^2) + \Phi(r, z) \quad (4)$$

および

$$J = r v_\phi \quad (5)$$



もしこれ以外に積分がなければ(1)～(3)を満たす分布関数はEとJの任意関数 $f(E, J)$ となる。  
このような場合、速度分散は、

$$\sigma_r^2 \equiv \langle (v_r - \langle v_r \rangle)^2 \rangle = \frac{1}{N} \int_0^{v_e} (v_r - \langle v_r \rangle)^2 f\left(\frac{v_r^2 + v_\phi^2 + v_z^2}{2}\right) + \Phi(r, z), v_\phi r) dv, \quad (6)$$

$$\sigma_\phi^2 \equiv \langle (v_\phi - \langle v_\phi \rangle)^2 \rangle = \frac{1}{N} \int_0^{v_e} (v_\phi - \langle v_\phi \rangle)^2 f\left(\frac{v_r^2 + v_\phi^2 + v_z^2}{2}\right) + \Phi(r, z), v_\phi r) dv, \quad (7)$$

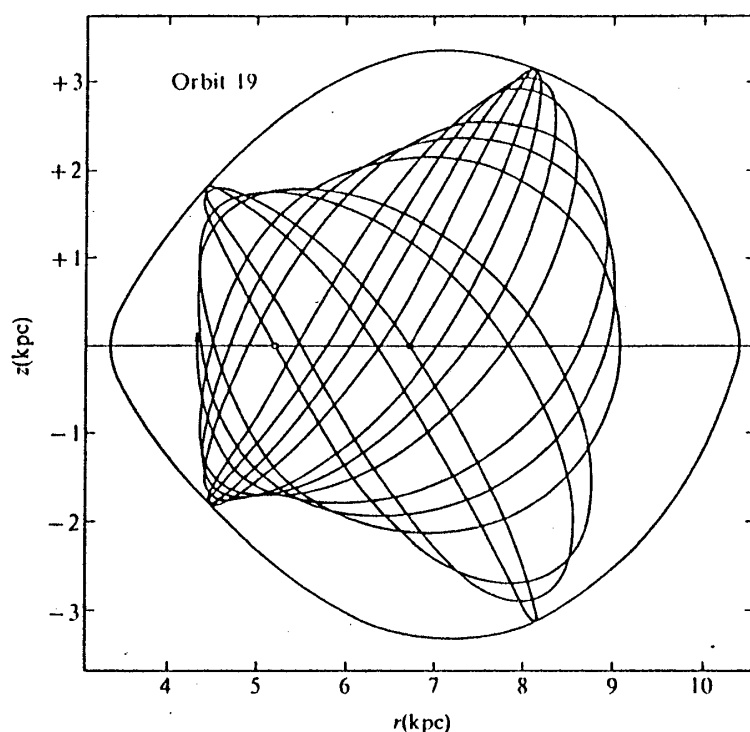
$$\sigma_z^2 \equiv \langle (v_z - \langle v_z \rangle)^2 \rangle = \frac{1}{N} \int_0^{v_e} (v_z - \langle v_z \rangle)^2 f\left(\frac{v_r^2 + v_\phi^2 + v_z^2}{2}\right) + \Phi(r, z), v_\phi r) dv, \quad (8)$$

ここで、

$$N = \int_0^{v_e} f\left(\frac{v_r^2 + v_\phi^2 + v_z^2}{2}\right) + \Phi(r, z), v_\phi r) dv,$$

いま、式(6)と(8)を較べてみる。銀河面の半径方向とそれに垂直な $z$ 方向に星の平均流はないから、 $\langle v_r \rangle = \langle v_z \rangle = 0$ 。また $f$ の中に $v_r$ と $v_z$ は同じ形に入っているから $\sigma_r = \sigma_z$ と結論できる。ところが、実際には超巨星、巨星、主系列星すべてのスペクトル形に対し、 $\sigma_r : \sigma_z \sim 2:1$ となっている。明らかに統計誤差を越えての結果であり、分布関数を2つの積分の任意関数 $f(E, J)$ としたことに問題があることを示す。つまり、星の軌道に少なくとももう1つの積分 $I_3$ が存在し、 $f(E, J, I_3)$ のカッコの中に $v_r$ と $v_z$ が同等の形で入っていないのであろう。

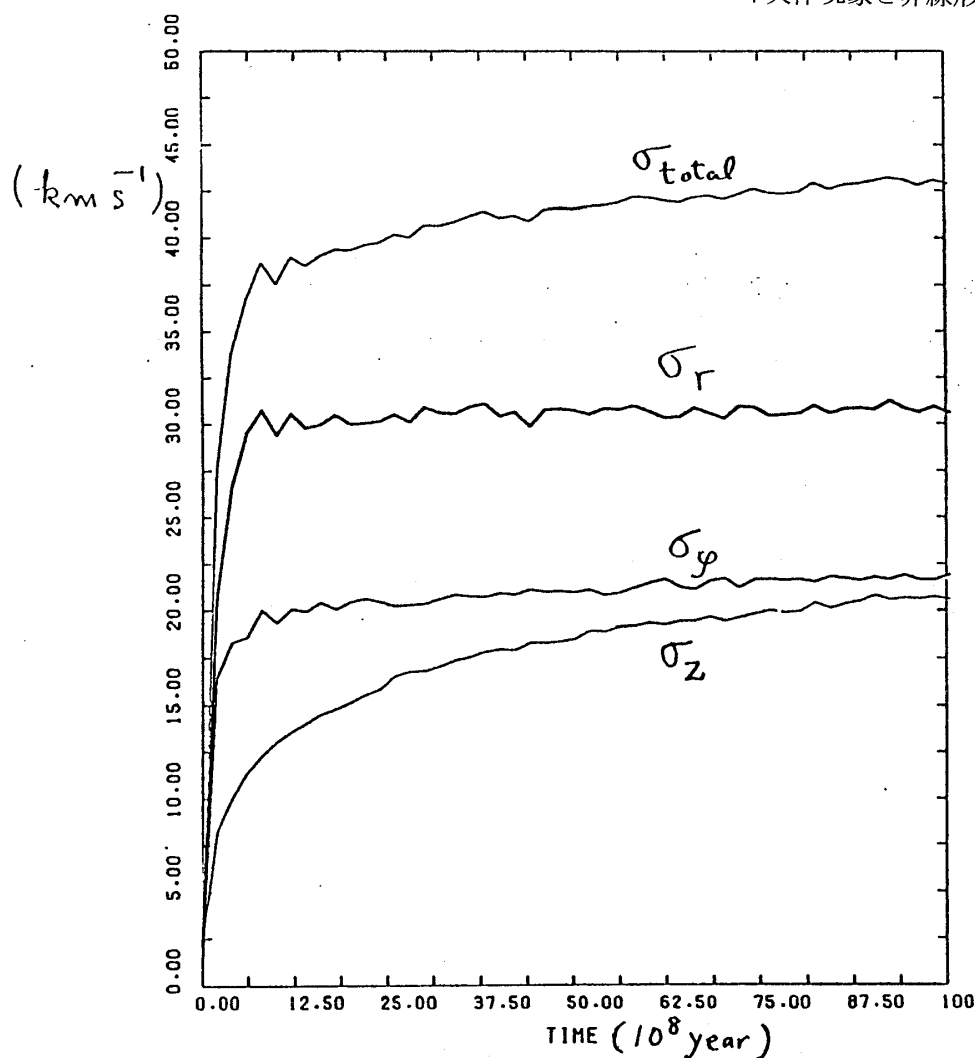
8図は銀河の子午面内に投影した星の軌道(計算)をしめす。横軸と縦軸はそれぞれ $r$ と $z$ 軸を示し、



8図

外側の卵形の曲線は  $E = \text{一定}$ ,  $J = \text{一定}$  から決まり星の許される運動領域を示し、この線上で  $v_r^2 + v_z^2 = 0$  となる。もし積分が  $E$  と  $J$  の2つであれば、軌道は卵の中を埋めつくす筈であるが、そうはなっていない。 $\sigma_z / \sigma_r = 1/2$  の観測結果から結論した  $I_3$  の存在もこのような軌道計算から認められる。銀河系における  $I_3$  の実体についてははっきり分かっているとは思えないが、例えば  $v_r$  と  $v_z$  が小さく、軌道が銀河面からあまり離れないとき、 $\Phi(r, z)$  を  $r$  と  $z$  に関して近似的に分離できる場合がある。そのとき、 $z$  軸に沿っての星の運動も近似的に単振動となり、この軸に沿った運動の全エネルギーを1つの(第3番目の)積分とみることが出来る。

GMCsと衝突する星に  $E$ ,  $J$ ,  $I_3$  の積分はもはや存在できない。それぞれ拡散して行くものであるが、9図の速度分散の結果が示すように  $\sigma_r > \sigma_z$  が保たれている。GMCsと衝突し  $E$  を増やしながらも星は第3積分の性質を執拗に維持している。Henon-Heilesの有名なカオスの例とは合致しない。銀河系の

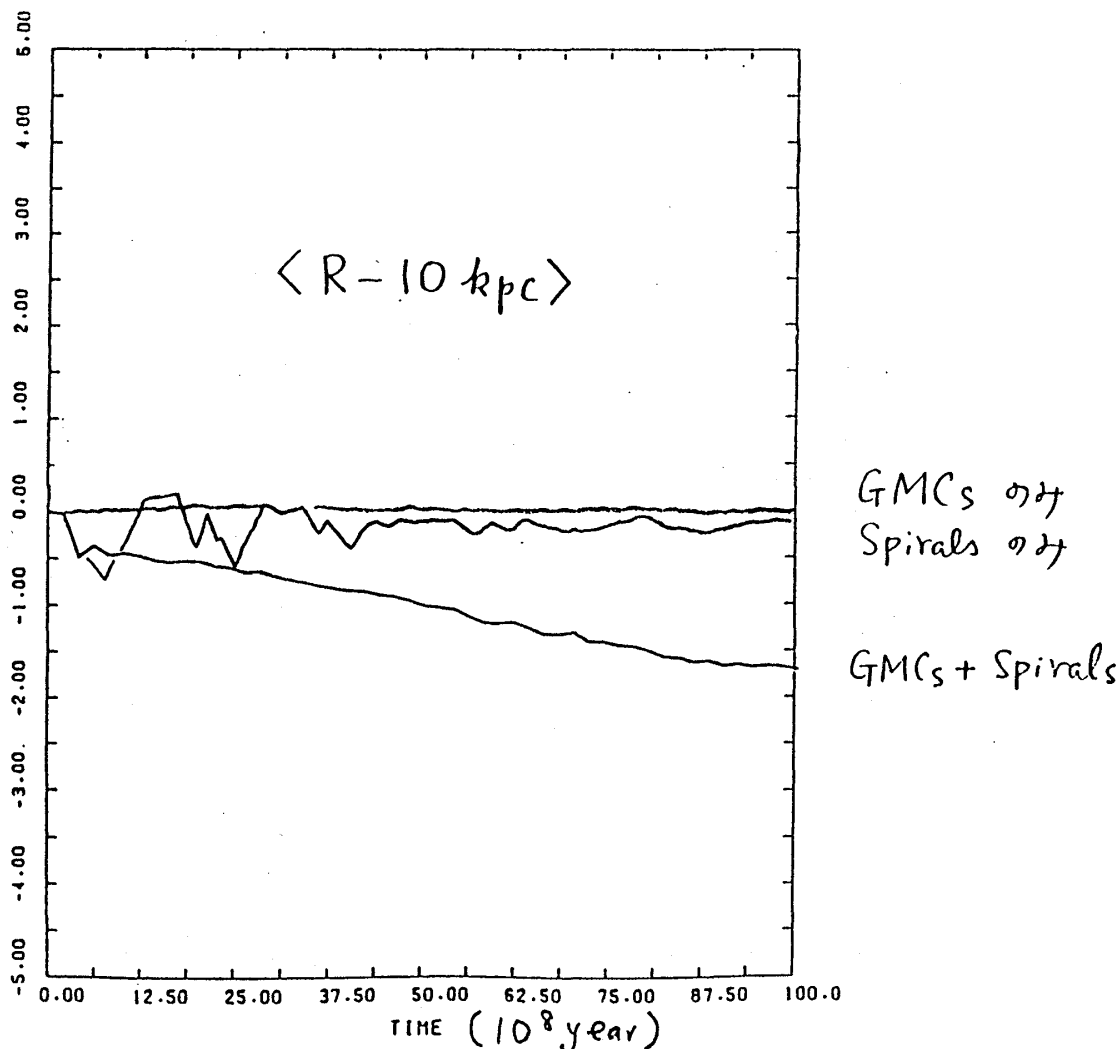


9図

現実的な重力場における第3積分は  $\sigma = (\sigma_r^2 + \sigma_\phi^2 + \sigma_z^2)^{1/2} < 40 \text{ km s}^{-1}$  までの範囲で安定、GMCsによって揺らぐことはあっても完全に消えてしまうことはない。ただしGMCsとの衝突を繰り返して  $\sigma$  が大きくなるにつれて  $\sigma_r/\sigma_z$  比は減少し、 $\sigma_r \simeq \sigma_z$  へ向かう。星の集団を“星ガス”と見なせば、銀河の“星ガス”は第3積分をもつ状態から徐々に第3積分をもたない状態へ“相転移”をしていることになる。それに応じて“星ガス”から或る銀河系の重力構造も変わっていくものと考えられる。 $\sigma > 50 \text{ km s}^{-1}$  のときどうなるかはまだ計算していないが、 $E$  が大きくなったとき、Henon-Hellies のような結果が得られれば、“相転移”が急激に発生したことになり、銀河も“地震”を経験することになる。

### § 5 波の重力とGMCsの無秩序重力の相互作用

渦状腕は銀河を構成する媒質—星とガス—の渦状の波である。全体の形を変えずに剛体回転(propagation)を続け、渦を通過していく媒質(特にガス)を圧縮し星の形成を促進する。渦に集中している星とガスの量は周囲に較べて1割増しといったところ、従って渦の重力も銀河全体のつくる重力に較べて小さく、これによって銀河の円軌道からずれる星の速度もせいぜい  $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$  と小さい。また、渦は大規模な



10図

整った (coherent) 構造のため渦状波の重力の振動数・振幅・位相はよく揃い、この重力にさらされた星の運動は一種の強制振動となる。渦の重力は星の速度分散を増加させる働きは少ない。

10図の3本の線はそれぞれ、渦のみ、GMCsのみ、および両者が存在するときの星の平均位置  $\langle R \rangle$  の変化を示している (z方向の運動を許す3次元模形)。渦のみ、GMCsのみの場合、力学摩擦による星の軌道角運動量の減少はあまりなく、それにとまらう  $\langle R \rangle$  の変化量も小さい。しかし両者が同時に働くとき、10図が示すように  $\langle R \rangle$  の減少は著しく、前2者のそれぞれの結果を算術的に加えたもの以上となっている。渦のcoherentな重力とGMCsの無秩序力が星に相乗的 (非線形的) に働いていると考えられる。

形を変えずに回転 (propagation) する渦の重力に対し、星はepicyclic運動の周期と位相を適当に合わせて周期運動を続けることが出来る (線形近似での強制振動)。ここでGMCsが接近し星のepicyclic運動を乱すと、それまで維持してきた渦との特別の位相関係を壊してしまう。このとき星にとって渦の重力は無秩序力となりGMCsの無秩序力と同じように力学摩擦として働く。10図に示した  $\langle R \rangle$  の大きな変化はこのような効果を表わしている。

## § 6 結論

5000～10000ケの test stars を用いて、銀河の渦状腕と巨大分子雲(GMCs)の重力の揺らぎが星の速度分散をはじめ他の運動にも大きな影響を与えていることを示した。また stellar dynamics の第3積分をあわせて考えれば銀河の初期の構造とその後の変化を知ることが出来る。昔ほどGMCsの数が多かったはずであるから、この過程はもっと詳細に分かるかもしれない。なお、今回は速度分散の vertex deviation に触れなかったが、これもまた銀河の力学構造と深く関係している。

## References

Delhaye, J., 1965, in Galactic Structure, ed. A. Blaauw and M. Schmidt  
(The University of Chicago Press), P.61

Fujimoto, M., 1980, Publ. Astr. Soc. Japan, 32, 89.

Kamahori, H. and Fujimoto, M., 1986, Publ. Astr. Soc. Japan, 38, 77.

Kamahori, H. and Fujimoto, M., 1987, Publ. Astr. Soc. Japan, 39, 201.

Yasutomi, M. and Fujimoto, M., 1987, in preparation.

直接関係あるもののみをあげた。他の重要な論文は以上の references の中に引用してある。したがって本報告は正式の「論文」の体裁をとっていない。